

Температурное поведение экситонов и трионов в структурах с квантовыми ямами CdTe/CdMgTe

© Д.А. Андроников, М. Fehr^{*,**}, В.П. Кочерешко, S.A. Crooker^{***}, G. Karczewski^{****}

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Technische Universität München,
D-85747 Garching, Germany

** Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия

*** National High Magnetic Field Laboratory,
87545 Los Alamos, New Mexico, USA

**** Institute of Physics, Polish Academy of Sciences,
02-668 Warsaw, Poland

E-mail: andron_dm@mail.ru

(Поступила в Редакцию 26 декабря 2006 г.)

Изучены температурные изменения спектров фотолюминесценции в магнитном поле трионов и экситонов в квантовых ямах на основе CdTe/CdMgTe с модулированным легированием. Обнаружено, что в магнитном поле температурное перераспределение интенсивности между экситонной и трионной линиями излучения является обратным к ожидаемому в модели простого распределения Больцмана. Путем решения системы кинетических уравнений для экситон-трионной системы построены температурные зависимости интенсивности экситонных и трионных линий излучения. Обнаружено хорошее согласие расчетных зависимостей с экспериментальными.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований и Президиума РАН.

PACS: 71.35.Ji, 73.21.Fg

1. Введение

Решение многоэлектронных задач является одной из важнейших проблем физики. Эта проблема встречается во всех разделах физики: в физике плазмы, ядра и твердого тела. Одним из важнейших примеров многоэлектронной системы являются связанные многоэлектронные комплексы в полупроводниковых наноструктурах. Простейшим из них является отрицательно заряженный экситон-электронный комплекс, состоящий из одной дырки и двух электронов (трион). Свойства такого комплекса в полупроводниках во многом подобны свойствам отрицательно заряженного иона водорода, наблюдаемого в спектрах звездных атмосфер. В полупроводниковых квантовых ямах трионы впервые экспериментально наблюдались в 1993 г. [1]. С тех пор они интенсивно изучались в различных полупроводниковых гетероструктурах. Были изучены синглетные и триплетные состояния трионов в магнитных полях в квантовых ямах на основе различных полупроводниковых материалов при разных концентрациях электронов. Однако и в настоящее время еще многие свойства трионов остались неизученными.

В данной работе исследуется температурная зависимость экситонных и трионных состояний в спектрах фотолюминесценции структур с квантовыми ямами на основе CdTe/CdMgTe с модулированным легированием в магнитном поле до 45 Т.

2. Синглетные и триплетные состояния трионов

Аналогично атому гелия или отрицательно заряженному иону водорода H^- [2] отрицательно заряженный экситонный комплекс — трион X^- — имеет два набора состояний: триплетные и синглетные.

Решением уравнения Шредингера для H^- или X^- является волновая функция вида $\varphi(1, 2) = U(1, 2)\chi(1, 2)$, где U — пространственная, а χ — спиновая часть волновой функции [2]. Симметризованная и нормированная волновая функция в нулевом приближении может быть выбрана в виде

$$U_{nlm}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} [u_1(\mathbf{r}_1)u_{nlm}(\mathbf{r}_2) \pm u_1(\mathbf{r}_2)u_{nlm}(\mathbf{r}_1)]. \quad (1)$$

Здесь u_1 относится к электрону в основном $1S$ -состоянии (предполагается, что один из электронов находится в основном состоянии); n, l и m — главное, азимутальное и магнитное квантовые числа соответственно. Знак плюс относится к синглетному, а минус — к триплетному состоянию.

Синглетное состояние соответствует суммарному спину двух электронов $S_e = 0$. Спиновая часть волновой функции антисимметрична по отношению к перестановке электронов. Пространственная часть волновой функции такого состояния, наоборот, симметрична по отношению к перестановке электронов. В этом случае оба электрона могут находиться в состоянии $1S$, но с разными боровскими радиусами орбит.

Триплетному состоянию соответствует общий спин двух электронов $S_e = 1$ с тремя возможными проекциями на ось z : $S_z = 0, \pm 1$. Пространственная часть волновой функции триплетного состояния антисимметрична к перестановке электронов. Очевидно, что если оба электрона находятся в основном состоянии ($n = 1, l = m = 0$), то волновая функция обращается в нуль. Волновая функция триплетного состояния обращается в нуль, только если электроны находятся на разных орбиталях, каждый из них с нулевым орбитальным моментом (например, $1S$ и $2S$, где состоянию $2S$ соответствуют $n = 2, l = m = 0$) или если полный орбитальный момент электронов не равен нулю (один электрон в состоянии $1S$, а другой — в $2P$, что соответствует $l \neq 0$).

В отсутствие магнитного поля триплетное состояние триона не является связанным в широком диапазоне отношений масс электрона и дырки [3].

Из работ [4,5] известно, в большом магнитном поле ниже по энергии триплетное состояние, которое соответствует тому, что оба электрона находятся на нижнем уровне Ландау, имеет проекцию орбитального момента на направление магнитного поля $L_z = -1$ и является, таким образом, оптически неактивным. Состояния с $L_z = 0$, являющиеся оптически активными, включают в себя электрон на втором уровне Ландау и поэтому находятся по энергии выше, чем запрещенные по орбитальному моменту состояния.

3. Эксперимент

Изучались структуры CdTe/Cd_{0.3}Mg_{0.7}Te с одиночной квантовой ямой шириной 100 Å, выращенной на подложке из GaAs в направлении [100]. Структуры δ-легировались иодом на расстоянии 100 Å от квантовой ямы. В изучаемом образце концентрация электронов составила $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

Измерения поляризованной фотолюминесценции проводились в магнитном поле в геометрии Фарадея. Для получения полей величиной до 45 Т использовался импульсный электромагнит (длительность импульса 400 мс). В ходе каждого импульса регистрировался полный набор спектров. В качестве источника возбуждения использовалась вторая гармоника YAG лазера $\lambda = 532 \text{ nm}$. Измерения проводились при температурах 1.6, 4.2 и 15 К. Сигнал регистрировался в обеих круговых поляризациях: σ^+ и σ^- .

На рис. 1 представлен набор спектров люминесценции структуры с квантовой ямой CdTe/Cd_{0.3}Mg_{0.7}Te с концентрацией электронов $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ в магнитных полях от 0 до 45 Т в поляризации σ^- при $T = 1.6 \text{ K}$. Здесь не приводятся спектры в поляризации σ^+ , так как они менее информативны.

В нулевом магнитном поле в спектре доминирует линия люминесценции синглетного состояния триона T_s . В поле $H \approx 3 \text{ T}$ возгорается линия рекомбинации экситона X . В больших магнитных полях ($H \geq 15 \text{ T}$) появляется

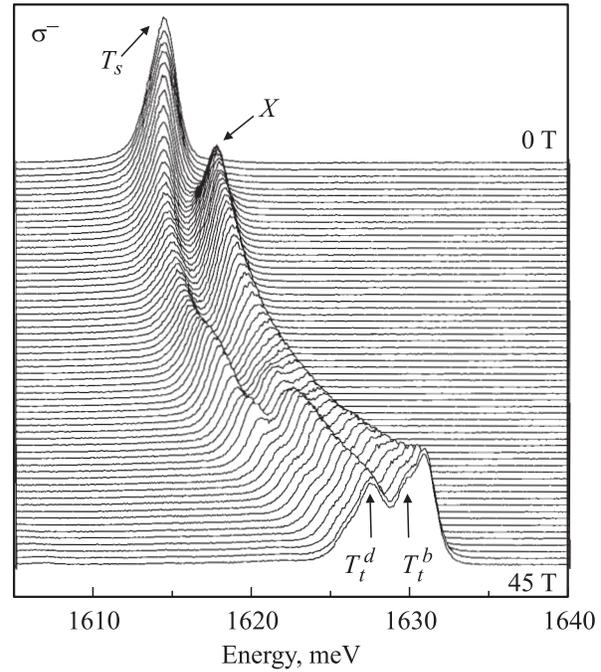


Рис. 1. Набор спектров люминесценции, зарегистрированных в полях от 0 до 45 Т от образца с концентрацией электронов $n_e = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ в поляризации σ^- . Обозначение X соответствует линии экситона, T_s — линии синглетного состояния триона, T_t^d — линии „темного“ состояния триплетного триона, T_t^b — линии „светлого“ состояния триплетного триона.

ся линия оптически запрещенного триплетного состояния триона T_t^d . Одновременно линия синглетного триона гаснет, а линия экситона сохраняет свою интенсивность. В очень больших полях ($H \geq 35 \text{ T}$) от экситонной линии отделяется линия излучения оптически активного триплетного состояния триона T_t^b . Ее интенсивность сравнима с интенсивностью экситонной линии. Однако ввиду малой энергии связи этого состояния и заметной ширины этих линий они частично перекрываются. Детальная идентификация линий в спектре излучения квантовой ямы на основе CdTe была дана в работе [6].

На рис. 2, а показаны температурные изменения спектров люминесценции в поляризации σ^- в магнитном поле 5 Т. Ясно видно, что интенсивность линии синглетного триона T_s растет с ростом температуры, при этом интенсивность люминесценции экситона X падает при приблизительном сохранении интегральной интенсивности. Такое перераспределение интенсивности представляется необычным, так как следовало бы ожидать, что рост температуры будет способствовать дополнительному заселению состояний с большей энергией и обеднению нижележащих состояний в соответствии с распределением Больцмана $\exp(-\Delta E/kT)$, но никак не обеднению этих вышележащих состояний за счет нижележащих. Этот факт прямо указывает на неравновесный характер наблюдаемой фотолюминесценции.

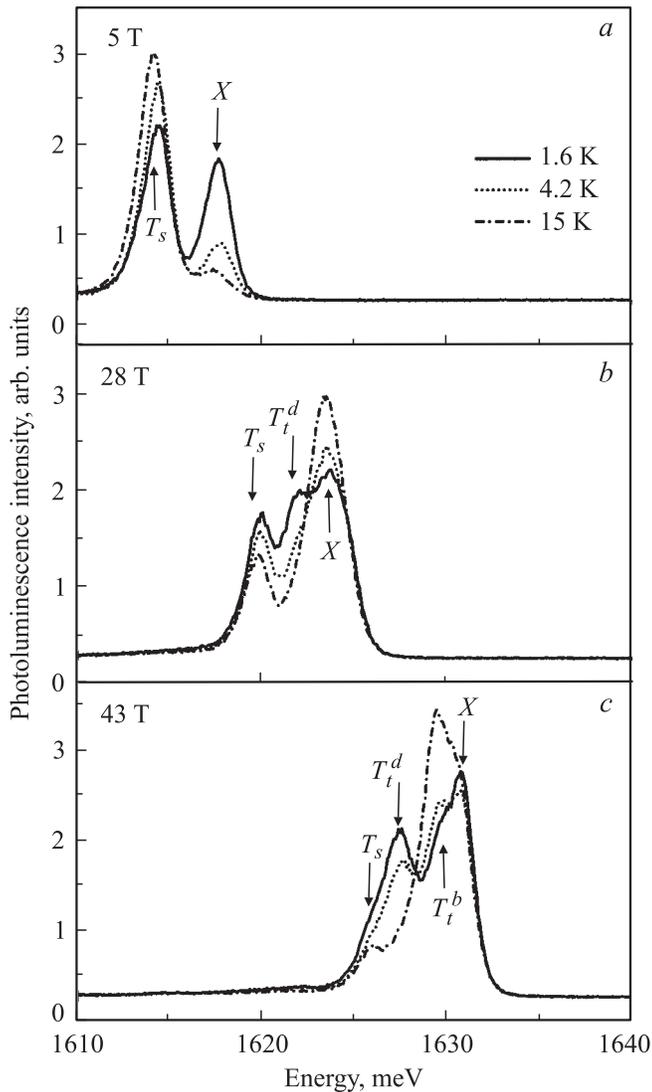


Рис. 2. Спектры люминесценции исследуемого образца, зарегистрированные в поляризации σ^- при величинах магнитного поля 5 (a), 28 (b) и 43 Т (c) и температурах 1,6, 4,2, и 15 К. Обозначение спектральных линий те же, что на рис. 1.

Необычное температурное поведение интенсивности люминесценции трионов и экситонов наблюдалось и для больших магнитных полей. На рис. 2, b представлены спектры того же образца в магнитном поле 28 Т, измеренные при температурах 1,6, 4,2 и 15 К. В этих спектрах наряду с экситонной линией X и линией синглетного триона T_s наблюдаются линии оптически запрещенного триплетного триона T_t^d [6,7]. Видно, что в этом случае также происходит температурное перераспределение интенсивности между разными линиями в спектре. Однако теперь картина обратная: интенсивности линий синглетного триона и „темного“ состояния триона падают с ростом температуры, при этом интенсивность линии экситона растет.

Поскольку картина температурного перераспределения интенсивности в малых полях обратна картине в

больших полях, следует ожидать, что в некотором промежуточном поле температурного перераспределения интенсивности между линиями экситона и триона не будет совсем. Действительно, в области магнитных полей от 14 до 18 Т такого перераспределения интенсивностей в спектре не наблюдалось.

В очень больших магнитных полях картина опять меняется. На рис. 2, c представлены спектры в магнитном поле 43 Т, измеренные при тех же трех температурах. В этом магнитном поле с ростом температуры падает интенсивность люминесценции синглетного триона T_s и „темного“ состояния триплетного триона T_t^d , но заметно растет интенсивность линии „светлого“ триплетного триона T_t^b , при этом интенсивность экситонной линии сильно не меняется.

4. Обсуждение результатов

Очевидно, что столь необычное температурное поведение экситонной и трионной фотолюминесценции указывает на ее неравновесный характер. Наблюдаемое явление связано, по-видимому, не с температурным перераспределением заселенности трионных состояний в соответствии с бoльцмановским фактором, а с влиянием температуры на кинетику заселения этих состояний. Действительно, как можно видеть из схемы формирования триона в магнитном поле (рис. 3), синглетный трион может формироваться только путем связывания электрона с нижнего зеемановского подуровня и экситона с двух верхних зеемановских подуровней или путем связывания электрона с верхнего подуровня и экситона с двух нижних подуровней.

В достаточно больших магнитных полях, в нашем случае это уже поля порядка 5 Т, все темновые электроны поляризованы по спину, т.е. находятся на нижнем зеемановском подуровне. В то же время ввиду того что экситоны возбуждаются светом с большой энергией, верхние экситонные зеемановские подуровни могут быть частично заселены даже при низкой тем-

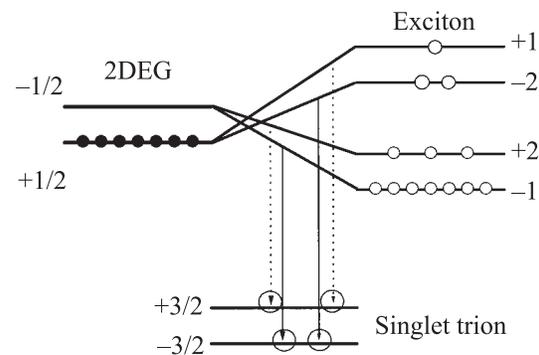


Рис. 3. Схема формирования синглетных состояний триона. Показаны состояния электронов, экситонов и синглетных трионов с разными суммарными спинами. Состояния ± 1 соответствуют „светлым“ состояниям экситона, ± 2 — „темным“.

пературе. В результате нижняя зеемановская компонента триона (+3/2) будет заселяться при связывании электрона (-1/2) и оптически запрещенного экситона (+1/2, +3/2), а верхняя зеемановская компонента триона (-3/2) — при связывании электрона (-1/2) и оптически активного экситона (+1/2, -3/2).

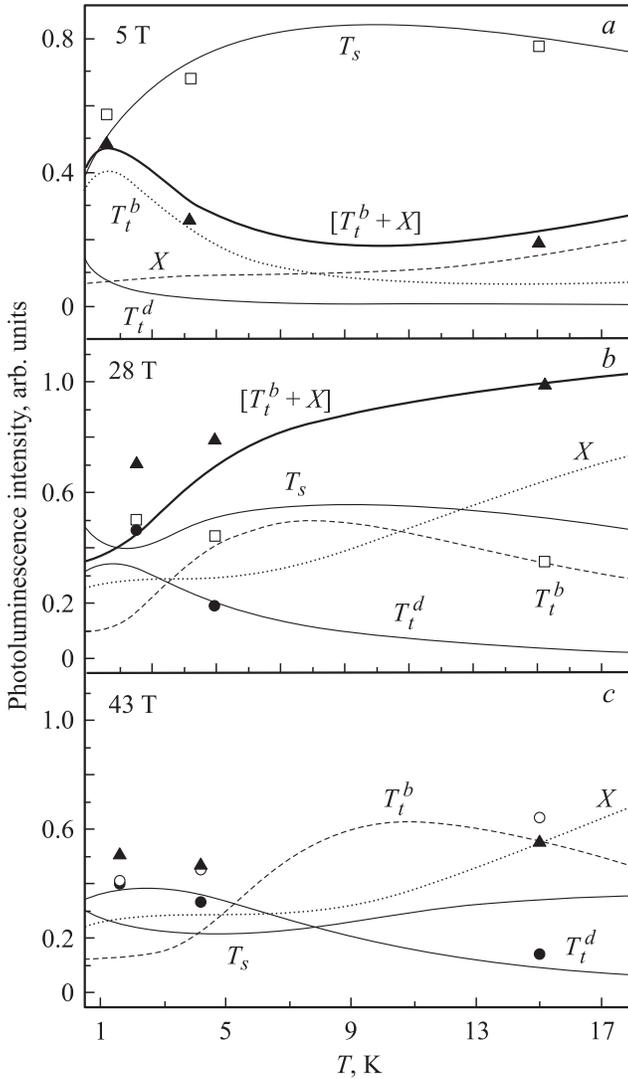


Рис. 4. Результаты расчета температурной зависимости люминесценции экситонов и трионов для значений магнитных полей 5 (a), 28 (b) и 43 Т (c). Обозначения линий те же, что на предыдущих рисунках. Символ $[T_t^b + X]$ соответствует суммарной интенсивности линий „светлого“ триплетного состояния и экситона. Темные треугольники и светлые квадраты отвечают масштабированным экспериментальным значениям интенсивности линий экситона и синглетного триона соответственно. Темные кружки соответствуют „темным“ состояниям триплетного триона. В случае малых полей линии экситона и „светлого“ состояния триплетного триона неразличимы и их вклады в интенсивность суммируются. В поле 43 Т линии экситона и „светлого“ состояния триплетного триона разделимы: светлые кружки соответствуют масштабированным экспериментальным значениям люминесценции „светлого“ триплетного триона, темные треугольники — люминесценции экситона.

С повышением температуры происходит перераспределение заселенностей электронных и экситонных подуровней в соответствии и с фактором Больцмана. Так как g -фактор дырки мал по сравнению с g -фактором электрона, перераспределение заселенностей коснется в первую очередь подуровней „темного“ и „светлого“ экситонов в пользу „темного“ экситона. В результате интенсивность линии экситона в поляризации σ^- будет падать, а линии триона в этой же поляризации увеличиваться.

Такое объяснение подтверждается расчетом интенсивностей люминесценции экситона и триона. Для расчета интенсивностей решалась система кинетических уравнений

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \sum_j (n_j w_{ji} - n_i w_{ij}) + g_i - \frac{n_i}{\tau_{\text{rec}}}$$

Здесь n_i — концентрация экситонов на уровне i , w_{ij} — вероятность перехода между i - и j -м уровнями, g_i — скорость генерации на i -й уровень, а n_i/τ_{rec} — скорость рекомбинации с i -го уровня. Вероятности w_{ij} и w_{ji} соотносятся как $\frac{w_{ij}}{w_{ji}} = e^{\frac{\Delta_{ij}}{kT}}$, где $\Delta_{ij} = E_i - E_j$. Вероятность перехода между уровнями i и j w_{ij} обратно пропорциональна времени релаксации с i -го на j -й уровень τ_{ij} .

Рассматривались четыре уровня горячих экситонов (± 2), четыре уровня холодных экситонов (± 1), два уровня синглетных состояний трионов ($\pm 3/2$), два уровня триплетных состояний: „темное“ (-1/2) и „светлое“ (-1/2), а также уровни электронов. Для трионных уровней учитывалось, что процесс релаксации в действительности представляет собой химическую реакцию [7]. Учитывались процессы релаксации и излучательной рекомбинации, имеющие место в такой системе с характерными временами для каждого из этих процессов.

Значения для времен были выбраны следующими: время формирования триона (триплетного и синглетного состояний) $\tau_{\text{form}} = 10$ ps, время спиновой релаксации электрона $\tau_e = 150$ ps и дырки $\tau_h = 70$ ps, время спиновой релаксации экситона и триона (синглетного и триплетного как целого) $\tau_X = 30$ ps, время спиновой релаксации между „темным“ и „светлым“ состояниями триплетного триона $t_m = 40$ ps, время термализации горячих экситонов $\tau_K = 12$ ps, время жизни экситона и синглетного триона относительно излучательной рекомбинации $\tau_{\text{rec}}^X = 40$ ps и $\tau_{\text{rec}}^{Ts} = 60$ ps соответственно, время жизни триплетного состояния триона относительно рекомбинации $\tau_{\text{rec}}^{Td} = 100\tau_{\text{rec}}^{Ts}$. Расщепление между оптически неактивными экситонами с $S_z = \pm 2$ и оптически активными с $S_z = \pm 1$ было взято равным $\delta_X = 0.2$ meV [8].

На рис. 4, а представлены результаты расчета температурных зависимостей интенсивности люминесценции экситонов и трионов и экспериментальные данные для температур 1.6, 4.2 и 15 К в магнитном поле 5 Т. Видно очень хорошее согласие расчета и эксперимента.

Был проведен расчет температурных зависимостей также и для других магнитных полей. Как видно из эксперимента, в больших магнитных полях температурная зависимость спектров качественно иная, чем в малых полях. На рис. 4*b* и *c* представлены результаты расчета температурных зависимостей интенсивностей линий экситонов и трионов для полей 28 и 43 Т. Качественное совпадение между данными расчета и экспериментом наблюдается и здесь. В соответствии с теоретическими предсказаниями в высоких магнитных полях экспериментально проявляются как синглетные, так и триплетные состояния. Линия „темного“ состояния триплетного триона явно наблюдается в полях от 15 Т, а линия „светлого“ триплетного состояния проявляется как отдельная линия в полях выше 35 Т. В малых полях линия этого состояния сливается с линией люминесценции экситона. Это объясняет рост интенсивности „люминесценции экситона“ в диапазоне полей от 20 до 30 Т. В более сильных полях, когда линия „светлого“ триплетного состояния становится отделимой от линии экситона, рост температуры приводит к возгоранию линии „светлого“ триплетного состояния, а не экситона. В связи с этим на рис. 4, *b* и *c* также приводится суммарная расчетная интенсивность линий экситона и „светлого“ триплета для всего диапазона магнитных полей.

Возгорание линии люминесценции „светлого“ триплетного состояния объясняется притоком частиц из резервуара „темных“ триплетных состояний. Заселенность „темных“ триплетных состояний очень велика вследствие очень короткого времени формирования и большого времени жизни, которые отличаются друг от друга по крайней мере на три порядка. Эти качественные рассуждения подтверждаются результатами расчета, представленными на рис. 4, *b* и *c*.

5. Заключение

В ходе исследования спектров люминесценции трионов в магнитном поле было обнаружено, что температурное перераспределение интенсивностей люминесценции между экситонными и трионными состояниями не укладывается в простую модель распределения Больцмана. Для объяснения этого явления решалась система кинетических уравнений, описывающая исследуемую экситон-трионную систему с учетом вероятности формирования и излучения всех состояний. В результате была получена зависимость поведения экситонной и трионной люминесценции от температуры в различных по величине магнитных полях. Было установлено, что наблюдаемое поведение люминесценции экситонов и трионов при изменении температуры связано именно с особенностями кинетики заселения экситонных и трионных состояний.

Список литературы

- [1] K. Kheng, R.T. Cox, Y.M. d'Aubegne, F. Bassani, K. Saminadayar, S. Tatarenko. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1752 (1993).
- [2] H.A. Bethe, E.E. Solpiter. *Quantum mechanics of one and two-electron atoms.* Academic Press, N. Y. (1957).
- [3] P.A. Cepreev, P.A. Сурис. *ФТТ* **43**, 714 (2001).
- [4] A. Wojs, J.J. Quinn, P. Hawrylak. *Phys. Rev. B* **62**, 4630 (2000).
- [5] A.B. Dzyubenko, H.A. Nickel, T. Yeo, B.D. McCombe, A. Petrou. *Phys. Stat. Sol. (b)* **227**, 365 (2001).
- [6] D. Andronikov, V. Kochereshko, A. Platonov, T. Barrick, S.A. Crooker. *Phys. Rev. B* **72**, 165 339 (2005).
- [7] C. Riva, F.M. Peeters, K. Varga. *Phys. Rev. B* **63**, 115 302 (2001).
- [8] C.R.P.L.N. Jeukens, P.C.M. Christianen, J.C. Mann, D.R. Yakovlev, W. Ossau, V.P. Kochereshko, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. *Phys. Rev. B* **66**, 235 318 (2002).